

Источниками сильного поглощения СВЧ энергии в спектрах сегнетоэлектриков могут быть группы доменных стенок клиновидных двойников. При воздействии электромагнитного поля на пьезокерамику в результате обратного пьезоэффекта в ее кристаллитах возникают механические напряжения, способствующие образованию специфической структуры с двойниками. Стенки механических двойников могут перемещаться под действием механического напряжения и резонировать в переменном электрическом поле, поглощая его энергию [2,3]. Из полученных спектров можно сделать следующие выводы. В данной керамике имеется большое количество групп стенок-осцилляторов, резонирующих на различных частотах. Это связано с большим значением параметра деформации исследуемой сегнетожесткой пьезокерамики ПКР-13, с большими величинами механических напряжений в зёрнах, с образованием большого количества групп слоистых двойников, а следовательно, и с образованием многочисленных групп доменных стенок двойников с собственными резонансными частотами [3]. Наибольшее поглощение энергии керамикой (до 35-40 дБ) наблюдается в области более низких частот (3-6 ГГц). Наименее развиты резонансные процессы в пьезокерамике с меньшим размером кристаллитных зерен, значение параметра деформации которой меньше, чем параметр деформации крупнозернистой керамики.

Список публикаций:

[1] <http://www.piezotech.ru/PKR.htm>.

[2] Сидоренко Е.Н., Гавриляченко В.Г., Турик А.В., Семенчев А.Ф., Натхин И.И., Электромагнитные волны и электронные системы, 18, 51 (2013).

[3] Гавриляченко В.Г., Кузнецова Е.М., Семенчев А.Ф., Склорова Е.Н., ФТТ, 48, 1080 (2006).

[4] Данцигер А.Я., Бородин В.З., Резниченко Л.А., Дудкина С.И., Сервули В.А., Гавриляченко С.В., Шилкина Л.А., Бородин В.А., ЖТФ, 70 40 (2000).

## Спиновые волны в ядерной материи с потенциалом Ямагучи

Дергачёв Максим Алексеевич

Шатохин М.Ю., Бычков М.Е.

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Савченко А.М., д.ф.-м.н.

[Ma.dergachev@physics.msu.ru](mailto:Ma.dergachev@physics.msu.ru)

Мы рассматриваем возможность возникновения спиновых волн в ферми-системах с большим числом частиц, но иной природы, чем керамический сверхпроводник или нормальный металл [1,2].

Для описания системы мы пользуемся следующим гамильтонианом:

$$H = H_1 + H_2 + H_3, \quad (1)$$

где

$$H_1 = N \cdot Tr \int_{\vec{x} \in \Gamma} d\vec{x} \left\{ \hat{B}(\Gamma) \left\{ \hat{\psi}^+(\vec{x}) \left( \frac{\hat{p}_x^2}{2\mu_0} - \mu_0 \right) \hat{\psi}(\vec{x}) + \frac{1}{2} \left[ \hat{\psi}^+(\vec{x}) \hat{\Delta}(\vec{x}) \hat{\psi}^{+i}(\vec{x}) + \hat{\psi}'(\vec{x}) \hat{\Delta}^+(\vec{x}) \hat{\psi}(\vec{x}) \right] \right\} \hat{B}^+(\Gamma) \right\},$$

$$H_2 = N \cdot Tr \int_{\vec{x} \in \Gamma} d\vec{x} \left\{ \left[ \frac{1}{2} \left( \frac{\delta}{\delta s_{\mu\nu}} \right)^2 + \hat{I}(\Gamma) \right] \hat{B}(\Gamma) \right\},$$

$$H_3 = N \cdot Tr \int_{\vec{x}, \vec{x}' \in \Gamma} d\vec{x} d\vec{x}' \left\{ \hat{B}(\Gamma) \hat{\psi}^+(\vec{x}') \left[ Tr \left\{ \hat{\psi}^+(\vec{x}) V(\vec{x}; \vec{x}') \hat{\psi}(\vec{x}) \right\} \right] \hat{\psi}(\vec{x}') \hat{B}^+(\Gamma) \right\}.$$

Здесь  $\hat{\psi}^+(\vec{x})$  и  $\hat{\psi}(\vec{x})$  — операторы рождения и уничтожения ферми-нуклонов со спином  $s = \pm \frac{1}{2}(\uparrow\downarrow)$ ,

т.е.  $\hat{\Psi}^+(\vec{x}) = (\hat{\Psi}_\uparrow^+(\vec{x}), \hat{\Psi}_\downarrow^+(\vec{x})), \hat{\Psi}(\vec{x}) = \begin{pmatrix} \hat{\Psi}_\uparrow(\vec{x}) \\ \hat{\Psi}_\downarrow(\vec{x}) \end{pmatrix}$ . Система нуклонных спинов предполагается

флуктуирующей: в ней все время происходят спонтанные перевороты спинов. Взаимодействие с эффективным полем  $A_V^\alpha$  принято описывать с помощью введения операторов вида  $\hat{\Psi}((\vec{x}|\Gamma) = \hat{B}(\Gamma) \hat{\Psi}(\vec{x})$ , где  $\Gamma$  - эффективный контур, охватывающий область пространства, в каждой точке которого находится нуклонный спин  $s = \pm \frac{1}{2}$ ; N- размерность группы SU(N), в данном случае N=2.

Следовательно, парный потенциал  $V(\vec{x}, \vec{x}')$  должен включать черты трехчастичного взаимодействия.

Если в ядерной материи возможно образование связанных нуклонных пар в синглетном состоянии  $\mathbf{S}_1 + \mathbf{S}_2 = 0$  и возникновении сверхпроводящего состояния, то очевидно, что потенциал  $V(\vec{x}, \vec{x}')$  должен быть сепарабельным и допускать существование решений для функций  $\Delta(\vec{x})$ , соответствующее синглетному состоянию связанных нуклонных пар. Поэтому мы выберем потенциал  $V(\vec{x}, \vec{x}')$  в форме, предложенной Ямагучи [3]:

$$V(\vec{x}; \vec{x}') = -\frac{\pi \hbar^2}{2\mu_n} \lambda_{eff}^{(0)} \frac{\exp\left[-\frac{|\vec{x}| + |\vec{x}'|}{r_c}\right]}{|\vec{x}| |\vec{x}'|} \quad (2)$$

где  $\mu_n$  — масса нуклона,  $\lambda_{eff}^{(0)}$  — константа взаимодействия,  $r_c$  — эффективный радиус корреляции нуклонов.

Но с учётом спиновых волн эффективный потенциал взаимодействия нуклонов имеет вид:

$$V^{n-n}(\vec{x}; \vec{x}') = -\frac{\hbar^2 p_c}{\mu_n} \lambda_{eff}^{(0)} \psi v_0 p_c^3 g(r) g(r') \quad (3)$$

где:

$$g(r) = \frac{1}{\sqrt{2P_c r}} \left\{ e^{-P_c r} + \frac{A}{2\tilde{\alpha}^3} \frac{e^{-P_c r}}{(1-\beta^2)^3} + \frac{A}{\tilde{\alpha}^3} e^{-\beta P_c r} \left[ \frac{1}{(1-\beta^2)^3} + \frac{3+\beta^2}{8(\beta^2-1)^2} P_c r + \frac{(P_c r)^2}{8(\beta^2-1)} \right] \right\}, \quad (4)$$

при следующих обозначениях:  $\frac{A}{2\tilde{\alpha}^3} = \frac{16\pi}{45} \left( \frac{\chi}{\chi_{05}} \right)^{-2} \left( \frac{P_c}{P_F} \right)^4 \approx 10^8, \beta^2 = \left( \frac{P_F}{P_c} \right)^2$ .

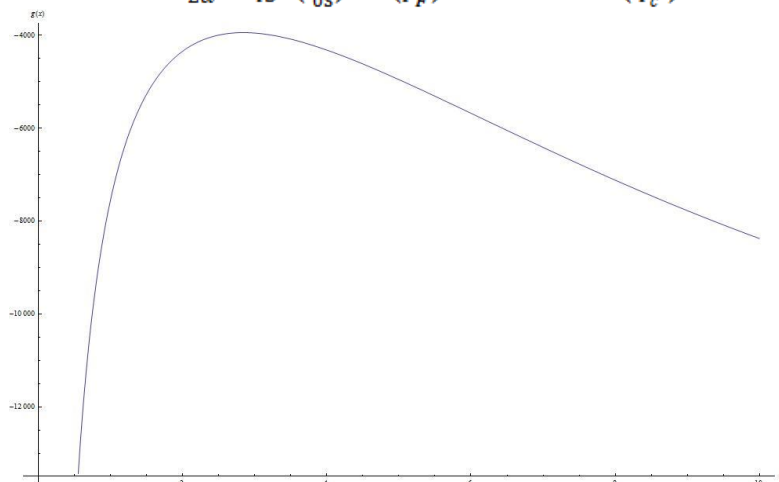


рис. 1 Зависимость  $g(r) = \frac{1}{\sqrt{2P_c r}} \left\{ e^{-P_c r} + \frac{A}{2\tilde{\alpha}^3} \frac{e^{-P_c r}}{(1-\beta^2)^3} + \frac{A}{\tilde{\alpha}^3} e^{-\beta P_c r} \left[ \frac{1}{(1-\beta^2)^3} + \frac{3+\beta^2}{8(\beta^2-1)^2} P_c r + \frac{(P_c r)^2}{8(\beta^2-1)} \right] \right\}$

Функция  $P_c r g(r)$  имеет максимум при  $r = \Gamma_F$ , т.е. это означает, что взаимодействием нуклонов через спиновые волны (обменное) оказывается наиболее эффективным на расстоянии  $r \sim \Gamma_F$ . На основе анализа решения можно понять, что, несмотря на то, что на расстояниях  $r = \Gamma_F$  спиновые волны определяют потенциал взаимодействия нуклонов, вклад их в волновую функцию по-прежнему мал по сравнению с мезонным вкладом.

Список публикаций:

1. М.А. Савченко, А.В. Стефанович "Высокотемпературная сверхпроводимость керамических систем" М.: Наука, 1992.
2. М.А. Савченко, Д.В. Креопалов, А.М. Савченко // Прикладная физика 2004 No 3. P. 12
3. Y. Yamaguchi // Phys. Rev. 1954. Vol. 95. P.1628